

专题: 极端条件原子分子动力学

强场激发 Rydberg 态的激光包络调控*

赵零一¹⁾ 刘金磊^{1)2)†} 江涛¹⁾ 郎跃¹⁾²⁾ 赵增秀^{1)2)‡}

1) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

2) (国防科技大学, 湖南省极端条件物理及应用重点实验室, 长沙 410073)

(2024 年 8 月 31 日收到; 2024 年 9 月 25 日收到修改稿)

强激光相干激发为 Rydberg 态的产生和调控提供了新的手段. 本文主要研究不对称包络强激光场中 Rydberg 态产生的动力学过程, 发现 Rydberg 态的产率随激光包络上升沿的持续时间延长而增加. 利用电离率与随时间变化的再捕获率的乘积计算 Rydberg 态的布居, 将定量再散射理论推广到强场激发过程中. 通过分析 Rydberg 态的产生窗口, 得到了再捕获率的解析公式, 发现再捕获率与包络形状呈负相关, 并随剩余相互作用时间的延长而减小. 利用激光包络影响 Rydberg 态产生的新机理, 为强场激发原子分子的超快动力学提供了新的调控手段, 也为基于 Rydberg 原子的超快量子信息技术提供了新的方案.

关键词: Rydberg 态, 强场激发, 超快动力学**PACS:** 32.80.Ee, 31.15.xg, 32.80.Rm, 32.80.Aa**DOI:** 10.7498/aps.73.20241222**CSTR:** 32037.14.aps.73.20241222

1 引言

Rydberg 态是指将原子最外层电子激发至主量子数很大的轨道上的状态, 即电子被放置在一个距离核很远的轨道上, 这类电子被激发到高能级激发态的原子被称为 Rydberg 原子. Rydberg 原子具有轨道半径大、运动轨道周期长、束缚能低、寿命长等特点, 这些特性使其成为原子分子光物理领域的重要研究对象, 在量子计算、量子通信和量子传感等领域得到新的应用^[1-3], 是量子信息系统实现的重要途径. Rydberg 原子间的相互作用导致 Rydberg 阻塞效应^[4,5], 在这种情况下距离 Rydberg 原子一定范围内的其他原子的激发会受到抑制, 使得阻塞区域内仅存在单原子激发, 实现特定量子态的量子存储^[6,7].

传统 Rydberg 原子的制备常采用的是单光子激发^[8]或多光子激发方法^[9], 通过对激光的控制, 能够实现光子的选择性吸收将电子激发到特定的 Rydberg 态. 通常将原子从基态激发至高激发态需要较大的能量, 以碱金属为例, 单光子激发所需的光子频率在紫外波段, 多光子激发则通常使用红外和可见光波段的能量. 碱金属原子最外层轨道只有一个电子, 可以看作由带正电的原子实和价电子组成的类氢结构, 使其在 Rydberg 态的制备中具有重要应用. 而随着强场物理的不断发展, 伴随着电场力和库仑势共同作用下产生的各种物理现象^[10-12], 强激光场下的 Rydberg 态激发 (Rydberg states excitation, RSE) 成为了制备 Rydberg 原子的一种新方法. 相较于传统的通过共振激发 Rydberg 态原子的制备方式, 强激光与原子分子作用产生的 Rydberg 波包可以同时包含多个相干的 Rydberg

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFA0307703)、国家自然科学基金 (批准号: 12234020, 12274461, 11974426)、湖南省自然科学基金 (批准号: 211141972034) 和国防科技大学学校科研项目 (批准号: ZK22-31) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liujinlei@nudt.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhaozengxiu@nudt.edu.cn

态,且制备方式简单,产生的 Rydberg 态具有很好的相干性. 尽管强场 Rydberg 态激发具有多方面的优点,目前对其产生机制却没有一个确切的结论,因此强场 Rydberg 态激发中内含的物理过程一直以来备受人们关注^[13].

目前有关强场 Rydberg 态激发存在两种可能的机制,分别为受挫电离 (frustrated tunneling ionization, FTI) 和多光子共振激发. 1987 年, Freeman 等^[14]发现能级移动导致阈上电离过程中的共振增强. 1992 年, De Boer 和 Muller^[15]基于多光子电离的理论提出了多光子共振激发机制,认为激发态产率受到因激光强度变化导致的能级移动影响. 2006 年, Wang 等^[16]数值求解含时薛定谔方程 (time-dependent Schrödinger equation, TDSE), 提出了阈上电离的再捕获机制,即在强场电离的过程结束时有一部分电子被再捕获到激发态. 2008 年, Nubbenmeyer 等^[17]实验测量了强激光场下中性激发态氢原子的产率,发现强激光场下 Rydberg 态的产额随着椭圆度的增大而急剧降低,提出了受挫电离的机制,即在强激光场的作用下,基态上的电子通过被扭曲的库仑势而发生隧穿,当其返回离子实附近时并不回到基态,而是被母离子俘获到高的 Rydberg 态,称为受挫的隧穿电离.

由于强激光诱导束缚态之间的动态共振和不同电离时刻产生的电子波包干扰, Rydberg 态激发对驱动激光的强度^[18–20]、波长^[21]、脉冲持续时间^[22,23]和载波包络相位^[24,25]存在明显的依赖关系. 随着激光整形技术的发展,通过特定的激光场可以优化 Rydberg 态的产率,例如双色激光场^[26,27]、三色激光场^[28]、半周期对激光场^[29]和 π 相位阶跃^[30]可以实现对特定 Rydberg 态的选择性激发. 近年来,在理论上发现激光脉冲包络能够对激发和电离过程产生影响,这为电子动力学的相干调控提供了新的途径^[31,32]. 在实验上也证明了可以通过光栅对压缩器的非线性啁啾来实现对激光时域包络的控制^[33]. 然而,激光脉冲包络如何影响 Rydberg 态激发,以及是否可以使用不对称激光包络来控制 Rydberg 态激发,目前还尚未有定论.

本文采用经典轨迹蒙特卡罗 (classical trajectory Monte Carlo, CTMC) 和数值求解含时薛定谔方程方法,从理论上研究了强激光场中 Rydberg 态产生的激光包络效应,计算了不同不对称包络参数下的 Rydberg 态布居. 基于定量再散射理论 (quantitative rescattering, QRS), 阐明了布居数

随不对称参数的变化以及再捕获率与激光脉冲包络线的关系,并给出再捕获率的解析公式.

2 计算方法

本文分别使用 CTMC 方法^[23]和 Qprop 软件包求解 TDSE 方法^[34], 计算强度为 $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、波长为 800 nm 的强激光场作用下氢原子的 Rydberg 态占比. 选择激光脉冲在 z 方向极化,形式为 $F(t) = F_0 f(t) \cos(\omega t + \phi)$. 这里 F_0 为峰值电场振幅, ω 为激光角频率, ϕ 为激光的载波包络相位; $f(t)$ 由如下激光包络线给出:

$$f(t) = \begin{cases} \cos^2 [\pi(t - \tau_1)/2\tau], & 0 < t \leq \tau_1, \\ \cos^2 [\pi(t - \tau_1)/2(\tau - \tau_1)], & \tau_1 < t \leq \tau, \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\tau = nT_0$ 为脉冲总持续时间, τ_1 为上升沿的宽度, $\tau - \tau_1$ 为下降沿的宽度, T_0 为激光周期; n 为总周期数,计算中分别取 10, 15, 20. 为了描述激光包络的形状,定义不对称参数

$$\alpha = \frac{\tau_1 - \tau/2}{\tau/2}, \quad (2)$$

用来描述上升沿与整个脉冲的时间宽度之比. 负 α 值对应上升沿短于半脉冲的情况,正 α 值对应上升沿长于半脉冲的情况. 不同 α 和相同脉冲持续时间 $\tau = 10T_0$ 的电场如图 1(a) 所示. 黑色实线、红色虚线和蓝色点线分别为 $\alpha = -0.6, 0, 0.6$ 时, 对应 $\tau = 10T_0$ 时上升沿持续时间 $\tau_1 = 2T_0, 5T_0, 8T_0$. $\alpha = \pm 0.6$ 的激光脉冲电场关于 $t = \tau/2$ 对称.

在 CTMC 计算中,假设电子在每一个瞬间都沿着激光偏振方向隧穿出来,根据 ADK (Ammosov-Delone-Krainov) 隧穿理论的初始动量分布和电离率^[35,36], t_0 时刻电子隧穿速率为

$$W_0(t_0) = 4 \left(\frac{2\kappa^2}{F(t_0)} \right)^{2/\kappa-1} \exp \left[\frac{-2\kappa^3}{3F(t_0)} \right], \quad (3)$$

其中 $\kappa = \sqrt{2I_p}$, I_p 为原子电离势. 在每个激光参数下,计算 10 亿个电子轨迹,轨迹的初始纵向动量 (沿瞬时激光偏振方向) 为零,初始横向动量 (垂直于瞬时激光偏振方向) 呈概率分布:

$$W_1(p_\perp^i) = \frac{p_\perp^i}{\pi} \frac{\kappa}{F(t_0)} \exp \left[\frac{-\kappa(p_\perp^i)^2}{F(t_0)} \right]. \quad (4)$$

每个电子轨迹的权重为

$$W(t_0, p_\perp^i) = W_0(t_0) W_1(p_\perp^i). \quad (5)$$

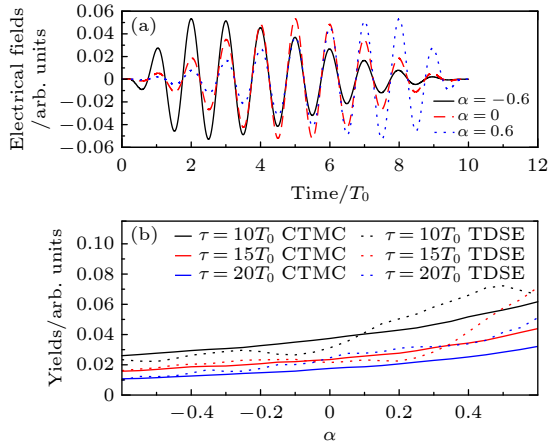


图 1 Rydberg 态产额随激光脉冲参数的变化 (a) 具有相同脉冲持续时间 $\tau = 10T_0$ 和不同不对称参数 α 的激光电场, 其中黑色实线、红色虚线、蓝色点线分别对应 $\alpha = -0.6, 0, 0.6$; (b) 在不同激光脉冲持续时间下, Rydberg 态的产率随不对称参数的变化而变化, 黑、红、蓝线分别对应 $\tau = 10T_0, 15T_0, 20T_0$, 实线和点线分别为 CTMC 和 TDSE 计算的 Rydberg 态激发的产率, 当 α 从 -0.6 增至 0.6 时, Rydberg 态的产率约增大 1 倍, 表明在上升沿较长的激光脉冲中更有可能产生 Rydberg 态

Fig. 1. Rydberg state yield variation with laser pulse parameters. (a) Laser electric fields with the same pulse duration $\tau = 10T_0$ and different asymmetric parameters α . Black solid line, red dashed line and blue dotted line are for $\alpha = -0.6, 0, 0.6$ respectively. (b) The yields of Rydberg states change with the asymmetric parameter under different laser pulse duration. Black, red and blue lines are for $\tau = 10T_0, 15T_0, 20T_0$, while solid line and dotted line are for RSE yields calculated using CTMC and TDSE respectively. The yields of the Rydberg states approximately double when α increases from -0.6 to 0.6 , indicating the Rydberg states are more possible to be generated in the laser pulse with longer rising edge.

电离时刻和初始横向动量分别在参数空间 $[0, \tau]$ 和 $[0, 3\sigma_\perp]$ 两个坐标中进行均匀随机采样, 其中 $\sigma_\perp = \sqrt{F(t_0)/\kappa}$ 是 $p_\perp^i$ 高斯分布的宽度. 初始动量设为 $p_x^i = p_\perp^i \cos(\alpha)$, $p_y^i = p_\perp^i \sin(\alpha)$, 其中 α 是 $p_\perp^i$ 与 x 轴之间的夹角, 且在 $[0, 2\pi)$ 之间均匀随机采样 [24,37].

通过求解激光场和库仑势共同作用下的牛顿方程, 能够得到激光脉冲末端电子的位置 $\mathbf{r}$ 和动量 $\mathbf{q}$. 为了确定电子被重新捕获时的激发态, 我们计算了经典主量子数 $n_c = 1/\sqrt{2|E_f|}$, 其中 $E_f = -1/r + q^2/2 < 0$ 为束缚电子的总能量. 量子数根据以下准则判定 [38,39]:

$$[(n-1)(n-1/2)n]^{1/3} \leq n_c \leq [n(n+1/2)(n+1)]^{1/3}. \quad (6)$$

通过对末态能量 $E_f = -1/r + q^2/2 < 0$ 的轨迹求和来计算 Rydberg 态的总量:

$$Y = \sum_{j,n \geq 2} W_j(t_0, p_\perp^i). \quad (7)$$

3 结果与讨论

图 1(b) 中黑、红、蓝线分别表示 $\tau = 10T_0, 15T_0, 20T_0$ 下不同 α 的 Rydberg 态的总产额. 实线和点线分别表示使用 CTMC 和 TDSE 的计算结果. 当 α 从 -0.6 增至 0.6 时, Rydberg 态的产率约增大 1 倍, 表明在上升沿较长的激光脉冲中更有可能产生 Rydberg 态. 为了研究激光场波形对激发动力学的影响, 我们比较了 $\alpha = 0, \pm 0.6$ 激光脉冲下随时间变化的 Rydberg 态布居. 如图 2 所示, Rydberg 态主要是由电子在每个半周期的场峰附近隧穿产生的 [24,40], 可以称之为“载波效应”. 当 $\alpha = -0.6, 0$ 和 0.6 时, Rydberg 态布居主要来自于 $t \in [2T_0, 4T_0], [4T_0, 6T_0]$ 和 $[6T_0, 8T_0]$ 处的电子隧穿. 主导周期随着包络线的不对称性而变化, 这可称为“包络效应”.

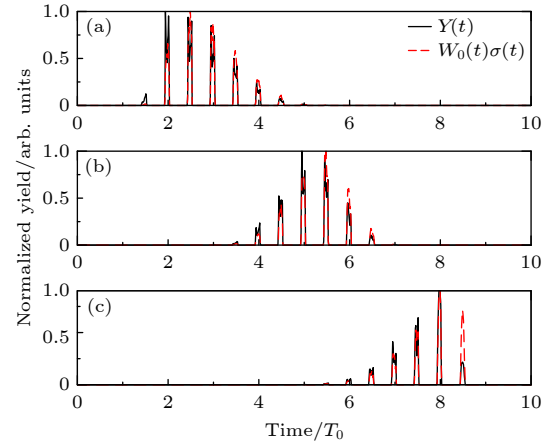


图 2 Rydberg 态的时间依赖性, 在相同脉冲持续时间 $\tau = 10T_0$ 下, 不对称参数 (a)–(c) $\alpha = -0.6, 0, 0.6$ 时的 $Y(t)$ (黑色实线) 和 $W_0(t)\sigma(t)$ (红色虚线), Rydberg 态主要是由电子在每个半周期的场峰附近隧穿产生的, 称为“载波效应”, 对于不同的 α , 主导周期随包络线的不对称性而变化, 这可称为“包络效应”

Fig. 2. Time dependence of the Rydberg states yields. (a)–(c) The time dependence of the Rydberg states yields $Y(t)$ (black solid line) and $W_0(t)\sigma(t)$ (red dashed line) with the same pulse duration $\tau = 10T_0$ and the asymmetric parameters $\alpha = -0.6, 0, 0.6$. The Rydberg states are mainly generated from electrons tunneling near the field peak of each half-cycle termed as “carrier-wave effect”. For different α , the dominating cycles change with the asymmetry of the envelope, which can be termed as “envelope effect”.

将定量再散射理论^[41]推广到强激光激发, 在强场中重新捕获到 Rydberg 轨道的电子产率由

$$Y = \int W_0(t) \sigma(t) dt \quad (8)$$

确定, 其中 $W_0(t)$ 和 $\sigma(t)$ 为 t 时刻隧穿电子的电离率和再捕获率. 当 $\alpha = 0, \pm 0.6$ 时, 归一化 Rydberg 态布居与 $W_0(t)\sigma(t)$ 的时间依赖性吻合, 验证了定量再散射理论在强激光激发过程中的适用性. 再捕获率通过 $\sigma(t) = N_r(t)/N(t)$ 计算, 其中 $N(t)$ 和 $N_r(t)$ 分别是在时间 t 隧穿的所有电子和再捕获电子的数量. 由于原子的能级因交流斯塔克效应会发生强烈的变化^[25,42,43], 很难确定隧穿电子进入特定 Rydberg 轨道的再捕获时间, 因此将电子的再捕获率 $\sigma(t)$ 定义为隧穿时间的函数.

由于电离率 $W_0(t)$ 只与电场有关, 所以激光包络不对称的 Rydberg 态单调变化可归因于随时间变化的再捕获速率 $\sigma(t)$. 对比图 3(b)、图 3(a) 和

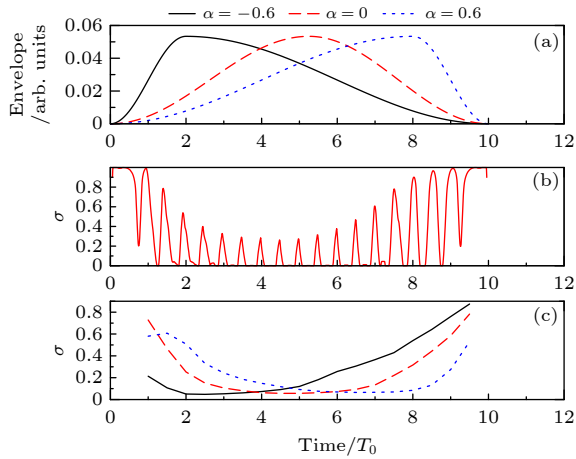


图 3 不对称包络下的时间依赖性 (a) 不同不对称参数下的激光脉冲包络线; (b) 激光包络对称 $\alpha = 0$ 时再捕获率的时间依赖性; (c) 不同不对称参数下每半周期平均总再捕获率的时间依赖性; 在 (a) 和 (c) 中, 黑色实线、红色虚线和蓝色点线分别表示 $\alpha = -0.6, 0, 0.6$, 对于不同的不对称参数, 再捕获率与包络线均呈现负相关关系, 使得再捕获率在隧穿电离的主导周期内达到最小

Fig. 3. Time dependence of the recapture rate with asymmetric laser pulse envelopes: (a) Laser pulse envelopes with different asymmetric parameters; (b) the time dependence of the recapture rate with symmetric laser envelope $\alpha = 0$; (c) the time dependence of the total recapture rate averaged in every half-cycle with different asymmetric parameters; black solid line, red dashed line and blue dotted line are for $\alpha = -0.6, 0, 0.6$ respectively in (a) and (c), the negative relation between recapture rate and the envelope is universal for different asymmetric parameters, making the recapture rate attain minimization in the dominating cycles of tunneling ionization.

图 1(a) 所示的再捕获率 $\sigma(t)$ 、激光包络线和 $\alpha = 0$ 时的激光场, 再捕获率与激光包络线呈负相关, 与各半周期内电场幅值呈正相关. 如图 3(c) 所示, 在每个半周期内对 $\alpha = -0.6, 0$ 和 0.6 的再捕获率进行积分, 以消除载波效应. 对于不同的不对称参数, 再捕获率与包络线呈普适的负相关关系, 使得再捕获率在隧穿电离的主导周期内达到最小.

基于半经典模型的隧穿电子再捕获条件^[24,40], 可估算得到每半周期内隧穿坐标 (隧穿时间和垂直动量) 相空间的再捕获截面:

$$\Sigma^* \approx 2\omega(t_+ - t_-)v_{\max} \propto \frac{\omega}{\left[F - 2(F/2I_p)^2\right]\tau^{2/3}}, \quad (9)$$

其中 $t_+ \approx -\frac{\lambda}{\omega} - \frac{1}{F}(4/\tau)^{1/3}$ 和 $t_- \approx -\lambda/\omega$ 分别为半周期内最小和最大隧穿时间, $v_{\max} \approx \frac{(4/\tau)^{1/3}}{1 - 2F/(2I_p)^2}$ 为再捕获电子的最大隧穿动量, F 为峰值电场. 对于

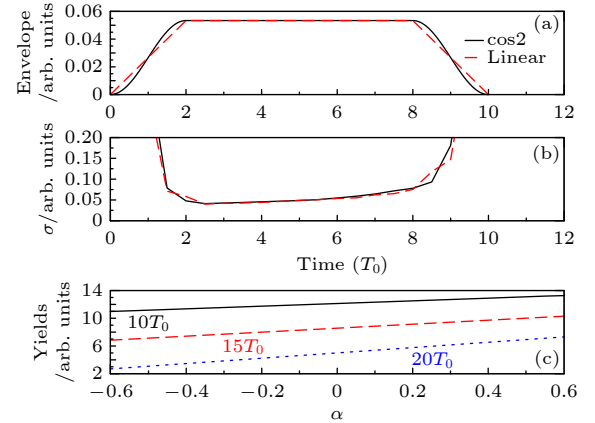


图 4 梯形激光脉冲包络线下的时间依赖性 (a) 具有余弦平方和线性边缘的梯形激光脉冲包络; (b) 梯形激光脉冲包络每半周期总再捕获率的时间依赖性, 当残余激光相互作用时间超过特定标准时, 电子轨迹从再捕获转变为弹性散射; (c) 在与图 1 相同的激光参数下, 利用 (10) 式得到的 Rydberg 态的产率, 其中随 α 的增大与利用 CTMC 和 TDSE 计算得到的布居吻合得很好

Fig. 4. Time dependence of the recapture rate with trapezoidal laser pulse envelopes: (a) Trapezoidal laser pulse envelopes with cosine square and linear edges; (b) the time dependence of the total recapture rate in every half-cycle with trapezoidal laser pulse envelopes, the increase can be due to the change of the electron's trajectory from recapture to elastic recollision when the residual laser interaction time exceed a specific criterion; (c) the yield of the Rydberg states using Eq. (10) under the same laser parameters with Fig. 1, where the increase with α agrees well with the calculated population using CTMC and TDSE.

CTMC 计算中使用的激光参数, 有 $F \ll 2I_p$ 和 $\Sigma^* \propto \omega/(F\tau^{2/3})$, 对应于 $\sigma(t)$ 和 $f(t)$ 之间的负相关关系.

为了研究包络上随时间变化的再捕获率的不对称性, 比较了具有余弦平方边缘和线性边缘的梯形激光包络中 Rydberg 态的产生, 如图 4(a) 所示. 在图 4(b) 中包络线的平台范围 ($t \in [2T_0, 8T_0]$) 内, 平均再捕获率随着时间的延长而增大. 这种增大是由于当残余激光相互作用时间超过特定标准时, 隧穿电子的轨迹从再捕获转变为弹性散射, 这使得 Rydberg 态的布居对于激光脉冲持续时间非常敏感^[22]. Rydberg 态产额随上升沿持续时间增大正是由于包络峰值之后的激光作用时间缩短导致的再捕获率逐渐增大.

结合再捕获率的包络效应和载波效应, Rydberg 态的产率随时间的变化近似为

$$Y(t) \propto W_0(t) \frac{t - \tau + c}{f(t)} \cos(\omega t + \phi). \quad (10)$$

再捕获率的激光包络项和载波项分别近似为 $(t - \tau + c)/f(t)$ 和 $\cos(\omega t + \phi)$. 如图 4(c) 所示, 利用 (10) 式计算 Rydberg 态总体对不对称参数 α 的依赖性, 随着 α 的增大与图 1(b) 中利用 CTMC 和 TDSE 计算的总体一致.

4 结 论

Rydberg 原子由于高激发态形成很大的电偶极矩, 拥有范围和强度远大于一般基态原子的相互作用, 是理想的量子物理研究平台. 近年来强场激发为相干多位 Rydberg 态的产生提供了可行方案. 本文采用 CTMC 和 TDSE 方法对不对称激光包络进行了计算, 发现随着不对称参数的线性增大, Rydberg 态的占比增大. 基于定量再散射理论, 计算出的再捕获率的时间依赖性与激光包络和残余激光相互作用时间呈负相关, 称为包络效应. 结合载波效应, 提出了计算 Rydberg 态布居的解析公式. 本文研究结果为利用激光包络控制增强 Rydberg 态的产生打开了大门, 利用激光包络影响 Rydberg 态产生的新机理, 为强场激发原子分子的超快动力学提供了新的调控手段, 也为基于 Rydberg 原子的超快量子信息技术提供了新的方案.

参考文献

[1] Saffman M, Walker T G, Mølmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313

[2] Jing M Y, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2020 *Nat. Phys.* **16** 911

[3] Adams C S, Pritchard J D, Shaffer J P 2020 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53** 012002

[4] Urban E, Johnson T A, Henage T, Isenhower L, Yavuz D D, Walker T G, Saffman M 2009 *Nat. Phys.* **5** 110

[5] Pan L, Zhai H 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** L032037

[6] Jaksch D, Cirac J I, Zoller P, Rolston S L, Côté R, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2208

[7] Baur S, Tiarks D, Rempe G, Dürr S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 073901

[8] Vassen W, Cohen-Tannoudji C, Leduc M, et al. 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 175

[9] Saffman M, Walker T G 2002 *Phys. Rev. A* **66** 065403

[10] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994

[11] Schafer K J, Yang B, DiMauro L F, Kulander K C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1599

[12] Becker W, Liu X J, Ho P J, Eberly J H 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1011

[13] Shen X C, Liu Y, Chen Q, Lü H, Xu H F 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 233202 (in Chinese) [沈星辰, 刘洋, 陈淇, 吕航, 徐海峰 2022 物理学报 **71** 233202]

[14] Freeman R R, Bucksbaum P H, Milchberg H, Darack S, Schumacher D, Geusic M E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1092

[15] De Boer M P, Muller H G 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2747

[16] Wang B B, Li X F, Fu P M, Chen J, Liu J 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 2729

[17] Nubbemeyer T, Gorling K, Saenz A, Eichmann U, Sandner W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 233001

[18] Eichmann U, Saenz A, Eilzer S, Nubbemeyer T, Sandner W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 203002

[19] Li Q G, Tong X M, Morishita T, Wei H, Lin C D 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023421

[20] Ortmann L, Hofmann C, Landsman A S 2018 *Phys. Rev. A* **98** 033415

[21] Liu M Q, Xu S P, Hu S L, Becker W, Quan W, Liu X J, Chen J 2021 *Optica* **8** 765

[22] Ortmann L, Hofmann C, Ivanov I A, Landsman A S 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063112

[23] Zhao J, Liu J L, Wang X W, Zhao Z X 2024 *Chin. Phys. Lett.* **41** 013201

[24] Liu J L, Zhao J, Huang Y D, Wang X W, Zhao Z X 2020 *Phys. Rev. A* **102** 023109

[25] Chetty D, Glover R D, Tong X M, deHarak B A, Xu H, Haram N, Bartschat K, Palmer A J, Luiten A N, Light P S, Litvinyuk I V, Sang R T 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 173201

[26] Larimian S, Lemell C, Stummer V, et al. 2017 *Phys. Rev. A* **96** 021403

[27] Venzke J, Gebre Y, Becker A, Jarof-Becker A 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053425

[28] Solanpää J, Räsänen E 2018 *Phys. Rev. A* **98** 053422

[29] Zhang B, Chen W B, Zhao Z X 2014 *Phys. Rev. A* **90** 023409

[30] Zhao X Y, Wang C C, Hu S L, Li W D, Chen J, Hao X L 2019 *Chin. Phys. B* **28** 083202

[31] Toyota K, Saalmann U, Rost J M 2015 *New J. Phys.* **17** 073005

[32] Ning Q C, Saalmann U, Rost J M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 033203

[33] Leemans W P, Catravas P, Esarey E, Geddes C, Toth C, Trines R, Schroeder C B, Shadwick B A, Van-Tilborg J, Faure J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 174802

[34] Tulsy V, Bauer D 2020 *Comput. Phys. Commun.* **251** 107098

[35] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P 1986 *J. Exp. Theor. Phys.* **64** 1191

[36] Delone N B, Krainov V P 1991 *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 1207

[37] Liu J L, Chen W B, Zhang B, Zhao J, Wu J H, Yuan J M, Zhao Z X 2014 *Phys. Rev. A* **90** 063420

[38] Becker R L, MacKellar A D 1984 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **17** 3923

- [39] Emmanouilidou A, Lazarou C, Staudte A, Eichmann U 2012 *Phys. Rev. A* **85** 011402
- [40] Shvetsov-Shilovski N I, Goreslavski S P, Popruzhenko S V, Becker W 2009 *Laser Phys.* **19** 1550
- [41] Le A T, Lucchese R R, Tonzani S, Morishita T, Lin C D 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013401
- [42] Chetty D, Glover R D, deHarak B A, et al. 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053402
- [43] Bengs U, Patchkovskii S, Ivanov M, Zhavoronkov N 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 023135

SPECIAL TOPIC—Dynamics of atoms and molecules at extremes

Laser envelope control of strong field excited Rydberg states*

Zhao Ling-Yi¹⁾ Liu Jin-Lei^{1)2)†} Jiang Tao¹⁾

Lang Yue¹⁾²⁾ Zhao Zeng-Xiu^{1)2)‡}

1) (College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

2) (Hunan Key Laboratory of Extreme Matter and Applications, National University of Defense Technology,

Changsha 410073, China)

(Received 31 August 2024; revised manuscript received 25 September 2024)

Abstract

Rydberg atoms are important building blocks for quantum technologies, and because of their unique tunable quantum properties, they possess new applications in quantum computing, quantum communication, and quantum sensing. Besides the widely-used few-photon resonant excitation for the specific Rydberg state, multiple Rydberg states can be populated coherently and efficiently through the frustrated tunneling ionization or the Coulomb potential recapture effect in a strong laser field. The excitation of Rydberg states in a strong field provides an opportunity for realizing the ultrafast quantum control on Rydberg atom and bridging the gap between strong field physics and quantum information technology. Using the classical trajectory Monte Carlo method and Qprop package to solve time-dependent Schrödinger equation, we calculate the population of Rydberg states. Our results show that the population increases with the increase of parameter of the asymmetric laser envelope. Based on the quantitative rescattering theory, the calculated time-dependent recapture rate is negatively related to the laser envelope and the residual laser interaction time, which is termed the envelope effect. Combined with the carrier-wave effect, an analytic formula can be used to calculate the Rydberg state population: $Y(t) \propto W_0(t) \frac{t - \tau + c}{f(t)} \cos(\omega t + \phi)$. This result opens the way to enhancing the generation of Rydberg states by using the laser envelope control, which is beneficial to the future quantum technology based on the Rydberg states generated in the strong laser field.

Keywords: Rydberg states, strong field excitation, ultrafast dynamics

PACS: 32.80.Ee, 31.15.xg, 32.80.Rm, 32.80.Aa

DOI: 10.7498/aps.73.20241222

CSTR: 32037.14.aps.73.20241222

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFA0307703), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12234020, 12274461, 11974426), the National Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 211141972034), and the Foundation of National University of Defense Technology, China (Grant No. ZK22-31).

† Corresponding author. E-mail: liujinlei@nudt.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zhaozengxiu@nudt.edu.cn

强场激发Rydberg态的激光包络调控

赵零一 刘金磊 江涛 郎跃 赵增秀

Laser envelope control of strong field excited Rydberg states

Zhao Ling-Yi Liu Jin-Lei Jiang Tao Lang Yue Zhao Zeng-Xiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 243201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241222

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241222>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光激发下水体系的超快动力学

Ultrafast dynamics of water system under photoexcitation

物理学报. 2024, 73(8): 084204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240047>

阿秒脉冲的发展及其在原子分子超快动力学中的应用

Development of attosecond pulses and their application to ultrafast dynamics of atoms and molecules

物理学报. 2023, 72(5): 053202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222436>

超快强激光场中原子分子的里德伯态激发

Rydberg state excitation of atoms and molecules in ultrafast intense laser field

物理学报. 2022, 71(23): 233202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221258>

平行偏振三色场对原子非次序双电离的调控

Manipulating nonsequential double ionization of atoms by parallel polarized three-color laser fields

物理学报. 2024, 73(16): 163201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240737>

苯乙炔分子电子激发态超快动力学研究

Ultrafast dynamics of electron excited states of phenylacetylene

物理学报. 2021, 70(5): 053302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201473>

强激光场下原子超快动力学过程中的能量交换

Energy exchange in ultrafast dynamics of atom with strong laser fields

物理学报. 2022, 71(4): 043201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211703>